

СТРУКТУРА УДАРНЫХ ВОЛН И ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ УРАВНЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

Л. В. Альтшулер, Б. С. Чекин
(Москва)

1. Задачи исследования. Сопротивление ударно-сжатых металлов формоизменению ниже линии плавления описывается проанализированными в [1—3] альтернативными моделями релаксирующей [4, 5] или упругопластической [3] среды. Как показывает математическое моделирование [1—7] процессов высокоскоростного соударения пластин и взаимодействия ударных волн (УВ) с волнами разгрузки, результаты экспериментов [3, 8—10] адекватно описываются в представлениях максвелловской релаксации и в той же мере уравнениями упрочняющегося упругопластического тела с учетом [3] эффекта Баушингера, размазывающего фронты волн разгрузки.

Цель настоящей работы — определение на основании более однозначной экспериментальной информации о распространении стационарных УВ для разных режимов ударно-волновой деформации алюминия и бериллия. Стационарные конфигурации УВ отражают основные реологические параметры среды распространения — ее эффективную вязкость, время релаксации сдвиговых напряжений и дислокационные характеристики. Регистрация этих величин при разных амплитудах УВ — один из существенных источников информации, нужной для построения адекватных определяющих уравнений (ОУ). С необходимой для этой цели точностью структуры фронта зарегистрированы в алюминии [11] в диапазоне давлений 9 ГПа и в бериллии до 25 ГПа [12]. Ограниченная информация с верхними оценками ширины фронта получена в [13] для нескольких металлов до 100 ГПа. Сводные данные о скоростях деформации во фронте стационарных УВ у ряда металлов приведены в [14].

2. Определяющие уравнения и дислокационные модели. Металлы и другие кристаллические тела принадлежат к материалам с «затухающей памятью». Величина касательных напряжений является у них функцией предела текучести и относительной скорости конкурирующих процессов сдвиговой деформации и пластической релаксации.

Для плоских течений ОУ в большинстве зарубежных исследований записываются в форме Малверна — Дувалла [15]

$$(2.1) \quad \dot{S} = \frac{4}{3} \mu \dot{e} - \frac{8}{3} \mu \dot{\gamma}^p,$$

удобной для представления релаксационной функции дислокационными соотношениями. Наиболее общее феноменологическое ОУ — это уравнение обобщенной максвелловской жидкости [4]

$$(2.2) \quad \dot{S} = \frac{4}{3} \mu \dot{e} - \frac{S}{t_p(S)}.$$

В (2.1), (2.2) точками обозначены производные по времени девиаторов $S = (4/3)\tau$ (τ — касательное напряжение), полной одномерной деформации $e = \ln(\rho/\rho_0)$ (ρ_0, ρ — начальная и текущая плотности) и пластической деформации сдвига γ^p . В оба уравнения входит модуль сдвига μ , а в (2.2) — релаксационная функция $t_p(S) = (\partial \ln S / \partial t)_e$, характеризующая скорость релаксации вязких напряжений при фиксированной деформации.

Для веществ с выраженным критическим напряжением сдвига τ^* при $S \geq S^* = 4\tau^*/3$

$$(2.3) \quad \dot{S} = \frac{4}{3} \mu \dot{e} - \frac{S - S^*}{t_p(S)}$$

На основании (2.1) и (2.3) эффективная вязкость среды

$$(2.4) \quad \eta = 2\mu t_p.$$

Уравнение (2.3) содержит пластическую S^* , упругую μ и релаксационную t_p характеристики среды и при переменных $t_p(S)$ и $S^*(\gamma^p)$ представляет наиболее общую модель деформации. В частном случае при постоянных t_p и S^* (2.3) относится к идеальному релаксирующему упругопластическому телу, а при $S^* = 0$ — к идеальной максвелловской жидкости.

Для квазистационарных режимов формоизменения, если $\partial \ln \dot{\epsilon} / \partial t \ll \ll t_p^{-1}$, допустимое в этих условиях пренебрежение \dot{S} превращает (2.3) в ОУ пластично-вязкого тела

$$(2.5) \quad S = S^* + \frac{4}{3} \mu t_p \dot{\epsilon} = S + \frac{2}{3} \eta \dot{\epsilon}$$

с переменным коэффициентом вязкости $\eta(\rho)$.

Для «медленных» процессов при $\mu t_p \dot{\epsilon} \ll S^*$ (2.3) и (2.5) «вырождаются» в ОУ упрочняющейся упругопластической среды

$$(2.6) \quad S = S^* = (4/3)\tau^*, \quad \tau = \tau(\gamma^p, T, p)$$

с критическим касательным напряжением τ^* , являющимся функцией пластической деформации γ^p , температуры T и давления p .

В кристаллических телах доминирующий механизм пластической деформации дислокационный, со скоростью пластической релаксации

$$(2.7) \quad \dot{\gamma}^p = b N_m v,$$

пропорциональной плотности N_m подвижных дислокаций, их средней скорости v и вектору Бюргерса b ; $\dot{\gamma}^p$ явно входит в ОУ (2.1) Малверна — Дувалла. В схематическом описании [16] зависимость $v(\tau)$ для скорости дислокации включает критическое напряжение начала течения τ^* , интервал касательных напряжений, необходимый для перемещения дислокаций в поле мелкомасштабных препятствий, и участок вязкого надбарьерного движения с верхним релятивистским пределом, равным поперечной скорости звука v_s . У многих материалов значительный начальный диапазон кривой $v(\tau)$ при $\tau > \tau^*$ удовлетворительно описывается линейным уравнением

$$v = b\tau_n/B, \quad \tau_n = \tau - \tau^*,$$

где B — коэффициент вязкого торможения; τ_n — вязкая компонента касательного напряжения. Скорость релаксации (2.7) в линейном диапазоне

$$(2.8) \quad \dot{\gamma}^p = (N_m b^2/B)\tau_n.$$

Отсюда

$$(2.9) \quad \eta_0 = B/(b^2 N_m), \quad t_{p0} = B/(2\mu b^2 N_m).$$

Для более сложных зависимостей $v(\tau)$, учитывающих релятивистское ограничение скорости дислокаций поперечной скоростью звука v_s , удобно ввести по [17] безразмерные скорость $\tilde{v} = v/v_s$ и напряжение $z = \tau/\tau_0$, отнесенное к единице дислокационного масштаба касательных напряжений

$$(2.10) \quad \tau_0 = v_s B/2b.$$

В этих переменных по [17]

$$(2.11) \quad \tilde{v} = [(1 + z^2)^{1/2} - 1]/z.$$

Соответственно

$$(2.12) \quad \eta/\eta_0 = t_p/t_{p0} = (1/2)z^2[(1 + z^2)^{1/2} - 1].$$

У другого класса материалов при τ , близких к τ^* , скорость дислокаций контролируется сопротивлением, которое оказывает их движению мелкомасштабные препятствия. Депрессия скоростей при малых z описывается здесь близким по своей структуре к [11] уравнением

$$(2.13) \quad \tilde{v} = z^2(1 + z^2)^{-1}$$

и соотношениями

$$(2.14) \quad \eta/\eta_0 = t_p/t_{p0} = (1/2)(z^2 + 1)/z.$$

У материалов с такими свойствами нет выделенной границы в значениях сдвиговых напряжений, отделяющей упругое поведение от вязкопластичного.

Главный фактор, контролирующий интенсивность релаксационных процессов, — в (2.7) число подвижных дислокаций $N_m = fN$, составляющих долю f от их полной плотности N ; N_m определяется конкурирующими процессами размножения дислокаций и их взаимного блокирования. В простейших предположениях [11, 18] $f = \text{const}$ и $N_m = N_{0m} + M\gamma^p$. В гипотезах [19—21] для описания аномально быстрого затухания упругих предвестников кроме размножения вводится гетерогенное зарождение дислокаций в поле касательных напряжений на дефектах кристаллической решетки. В [21], где суммированы эти два процесса, $N_m = N_{0m} + M\gamma^p + (\tau - \tau^*)/q$. Относительная роль различных факторов, влияющих на возрастание плотности подвижных дислокаций в условиях волновой деформации, пока не выяснена, так же как не раскрыты конкретные механизмы их образования. Известно, однако, что около 10% энергии пластической деформации W^p консервируется в форме упругой энергии точечных и линейных дефектов. Естественно поэтому плотность дислокаций представить функцией только W^p , например, в форме

$$(2.15) \quad N_m = N_{0m} + \beta (W^p/a_0^2)^n.$$

Здесь a_0 — объемная скорость звука при нормальных условиях; производная $\dot{W}^p = 2S\dot{\gamma}^p/\rho$.

Структура формулы (2.15) отражает тенденцию к возрастанию плотности подвижных дислокаций, а при $n < 1$ — к замедлению этого процесса в результате их блокирования. Коэффициент β и показатель n в (2.15) представляют свободные параметры ОУ, отыскиваемые по экспериментальным данным.

3. Стационарные профили УВ. Для сред с линейными $D(u)$ -уравнениями адиабат Гюгонио [22] ($D(u)$ — скорость УВ; u — массовая скорость фронта) релаксационные соотношения фронта УВ и математические модели фронта приобретают особенно простую и удобную для интерпретации эксперимента форму при использовании аналитической формы девиаторов, предложенной в [23].

Структуры фронта в релаксирующих средах применительно к газам с замедленным возбуждением степеней свободы впервые рассмотрены в [24] и к твердым телам — в [25—30], посвященных математической теории вопроса [25—27], УВ в средах с линейной релаксацией ($t_p = \text{const}$) [28], обобщенной максвелловской жидкости с переменной вязкостью [29], дислокационным моделям для волн малой ангармоничности [30]. Было обнаружено два класса решений: с непрерывным профилем для слабых УВ со скоростью распространения D , меньшей скорости продольного звука c_{L0} , и решение с внутренним разрывом для сильных волн, опережающих упругий предвестник. Последовательности состояний ударных разрывов образуют на $p-v$ -диаграммах прямые R Реля — Михельсона. У слабых волн волновые лучи начинаются в полюсе I (рис. 1) на адиабате I при амплитуде упругого предвестника и заканчиваются на пластической адиабате p^+ , отстоящей от равновесной адиабаты L на девиатор $S^* = 4\tau^*/3$. Для волны заданной амплитуды заштрихованный сегмент выделяет заключенные между волновой прямой R и ударной адиабатой релаксирующие доли девиаторов $\pi = S - S^*$.

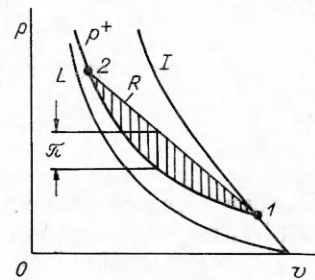


Рис. 1

Если $S^* = \text{const}$ и ударная сжимаемость металла описывается линейным соотношением $D(u) = a_0 + a_1 u$, по [23]

$$(3.1) \quad \pi \approx 2\rho_1 a_1 (u - u_1)(u_2 - u_1),$$

где u — переменная массовая скорость фронта волны; u_2 — конечная скорость состояния 2 Гюгонио; u_1 , ρ_1 — массовая скорость и плотность упругого предвестника. В средней точке профиля при $u = (u_1 + u_2)/2$ $d\pi/du = 0$ и максимальный девиатор

$$(3.2) \quad \pi_{1/2} \approx (1/2)\rho_1 a_1 (u_2 - u_1)^2.$$

Выражения (3.1) и (3.2) приближенные, но их отличия от точных соотношений для всего диапазона слабых волн не превышают нескольких процентов.

Дифференциальное уравнение профиля $\frac{d\xi}{du} = -\left(\frac{4}{3}\mu - D\frac{d\pi}{du}\right)\frac{t_p(\pi)}{\pi}$ представляет определяющее уравнение (2.3) для волнового переменного $\xi = x - Dt$ (x — координата, t — время), полученное подстановками $S - S^* = \pi$, $\dot{S} = \dot{\pi} - D\frac{d\pi}{du}\frac{du}{d\xi}$, $\dot{e} = -\frac{du}{d\xi}$; эквивалентной формой его будет

$$(3.3) \quad \frac{d\xi}{du} = -\frac{1}{2\dot{\gamma}^p} \left(1 - \frac{3}{4}\frac{D}{\mu}\frac{d\pi}{du}\right).$$

Переход к безразмерной скорости $\tilde{v} = (u - u_1)/(u_2 - u_1)$ и подстановка π из (3.1) приводит (3.3) к виду

$$(3.4) \quad \frac{1}{D}\frac{d\xi}{d\tilde{u}} = -\frac{\alpha - 1 + 2\tilde{u}}{\tilde{u}(1 - \tilde{u})} t_p(\tilde{u})$$

со значением

$$(3.5) \quad \alpha = \frac{2}{3}\frac{\mu}{a_1(p_2 - p_1)}.$$

Для волн разной амплитуды параметры α при возрастании D от a_0 до начальной продольной скорости звука c_{L0} изменяются от ∞ до ~ 1 .

Экспериментальные регистрации стационарных профилей определяют релаксационные параметры для среднего уровня фронта. При $\tilde{u} = 1/2$ касательная в этой точке своими пересечениями с горизонталями $\tilde{u} = 0$ и 1 фиксирует в эйлеровых координатах эффективную ширину фронта

$$(3.6) \quad \Delta_\xi = (d\xi/du)_{1/2} = 4\alpha D(t_p)_{1/2}.$$

Экспериментально измеряемые Δ_t лагранжевых датчиков на основании (3.5) и (3.6) определяют локальное время релаксации

$$(3.7) \quad (t_p)_{1/2} = \frac{3a_1}{\sigma}\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{p_2 - p_1}{\mu_{1/2}}\Delta_t$$

и локальную вязкость

$$(3.8) \quad \eta_{1/2} = \frac{3a_1}{4}\frac{\rho_1}{\rho_2}(p_2 - p_1)\Delta_t.$$

Соответственно локальная скорость пластической деформации

$$(3.9) \quad (\dot{\gamma}^p)_{1/2} = \frac{1}{2}\frac{u_2 - u_1}{D\Delta_t}\frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

Последнее соотношение позволяет при выбранной зависимости $v(\tau)$ найти по (2.7) плотность подвижных дислокаций N_m .

Модель идеальной релаксирующей среды реализуется при $t_p = \text{const}$ и $\alpha = \text{const}$. В этих предположениях после интегрирования (3.3), как

и в [30],

$$(3.10) \quad \tilde{\zeta} = \ln [4(1 - \tilde{u})^{\alpha+1} \tilde{u}^{1-\alpha}], \quad \tilde{\zeta} = \zeta / (Dt_p).$$

Для совсем слабых волн при $\alpha \gg 1$

$$(3.11) \quad \tilde{u} = (1/2)[1 - \text{th}(\tilde{\zeta}/2\alpha)].$$

Уравнение (3.11) описывает структуру стационарного фронта в вязкой ньютоновской жидкости. В другом предельном случае, на верхней границе диапазона слабых волн, при $\alpha = 1$

$$(3.12) \quad \tilde{u} = 1 - (1/2) \exp(\tilde{\zeta}/2).$$

В направлении движения волны фронт, согласно (3.12), имеет конечный размер $\tilde{\zeta}(0) = 2 \ln 2$. Типичная конфигурация стационарных профилей в «идеальной» среде для разных α изображена на рис. 2. Полученные в упрощенных представлениях о среде распространения решения (3.10) — (3.12) привлекательны своей простотой и полезны для качественной интерпретации эксперимента.

В другой более реалистической модели среды, предложенной в [14], скорость деформации

$$(3.13) \quad \dot{\gamma}^p = A' \tau_p^2$$

связана с активной частью касательных напряжений τ_p квадратичной зависимостью, приводящей к переменному времени релаксации $t_p = (2\mu A' \tau_p)^{-1}$.

В средней точке профиля

$$(3.14) \quad (t_p)_{1/2} = (4/3)[\mu A' a_1 \rho_1 (u_2 - u_1)^2]^{-1}$$

и в других состояниях фронта

$$(3.15) \quad t_p(\tilde{u}) = (t_p)_{1/2} [4\tilde{u}(1 - \tilde{u})]^{-1}.$$

Дифференциальное уравнение (3.4) после подстановки t_p из (3.15) преобразуется в новое уравнение

$$(3.16) \quad \frac{1}{D} \frac{d\tilde{\zeta}}{d\tilde{u}} = - \frac{\alpha - 1 + 2\tilde{u}}{4\tilde{u}^2 (1 - \tilde{u})^2} (t_p)_{1/2},$$

где $(t_p)_{1/2}$ постоянно для всех состояний фронта, но в отличие от идеальной релаксирующей среды уменьшается согласно (3.14) обратно пропорционально амплитуде пластической волны. Уравнение (3.16) интегрируется, в результате чего

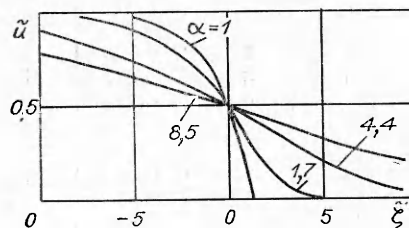
$$(3.17) \quad 4 \frac{t}{(t_p)_{1/2}} = \frac{1}{\tilde{u}(1 - \tilde{u})} - 4 + \alpha \left[\frac{2\tilde{u} - 1}{\tilde{u}(1 - \tilde{u})} - 2 \ln \frac{1 - \tilde{u}}{\tilde{u}} \right].$$

4. Определяющие уравнения алюминия и бериллия. Для алюминия экспериментальные профили УВ [11], зарегистрированные при номинальных давлениях 9; 3,7; 2,4 ГПа воспроизведены в $u - t$ -переменных на рис. 3 кривыми 1 — 3 соответственно. Аналогичные контуры фронтов 1 — 4 для бериллия [12] на рис. 4 приближенно отвечают амплитудам УВ 6; 10; 17 и 25 ГПа. Штриховыми линиями отмечены нулевые уровни отсчета пластических волн, совпадающие с амплитудами упругих предвестников. Для алюминия

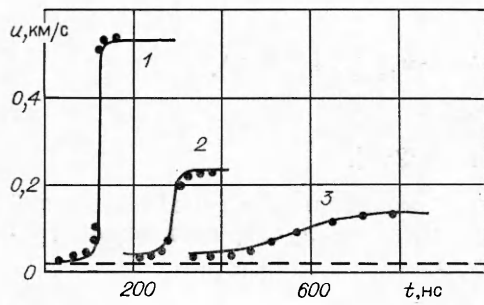
$$(4.1) \quad u_1 = 0,023 \text{ км/с}, \quad p_1 = 0,41 \text{ ГПа}, \\ S_1 = S^* = 0,133 \text{ ГПа};$$

для бериллия

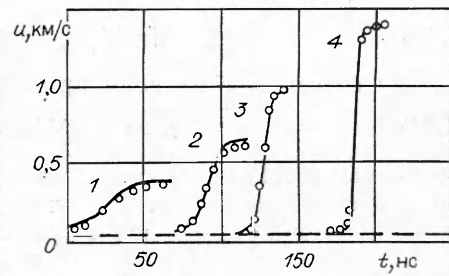
$$(4.2) \quad u_1 = 0,054 \text{ км/с}, \quad p_1 = 1,31 \text{ ГПа}, \\ S_1 = S^* = 0,83 \text{ ГПа}.$$



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

В табл. 1 приведены необходимые для дальнейшего анализа остальные характеристики алюминия и бериллия в исходном состоянии (коэффициенты Грюнайзена γ_0 , коэффициенты a_0 , a_1 $D(u)$ -соотношений и c_{L0} , v_s , b , B , τ_0), а в табл. 2 — параметры исследовавшихся стационарных ударных волн: измеренные по графикам амплитуды $u_2 - u_1$ пластических волн, рассчитанные по ним давления $p_2 - p_1 = \rho_1 D(u_2 - u_1)$, $D = a_0 + a_1(u_2 - u_1)$, максимальные девиаторы $\pi_{1/2}$ по (3.2) и экспериментальные временные интервалы Δ_t , характеристики, относящиеся к средней точке профиля, — $\mu_{1/2}$ по данным [31, 32] для алюминия и [33, 34] для бериллия и рассчитанные по значениям Δ_t и уравнениям (3.7)–(3.9) $(t_p)_{1/2}$, $\eta_{1/2}$ и $(\dot{\gamma}^p)_{1/2}$.

Как показывают результаты анализа, с увеличением амплитуд и девиаторов УВ скорости $\dot{\gamma}^p$ у алюминия возрастают примерно на 2 порядка и у бериллия в 30 раз.

Значительно сокращаются и размеры фронта Δ_t . Вязкость при этом уменьшается до нескольких десятков паскалей-секунд и времена релаксации до долей наносекунды. Полученные зависимости $\tau_{1/2} - \dot{\gamma}_{1/2}^p$ графически изображены на рис. 5. Для алюминия (кривая 3) в согласии с [14] скорости релаксации примерно пропорциональны $\tau_{1/2}^2$, для бериллия (кривая 2) $\sim \tau_{1/2}^3$. Линии 1 и 4 — результаты [14] для железа и меди, приведенные здесь в нашей обработке.

Т а б л и ц а 1

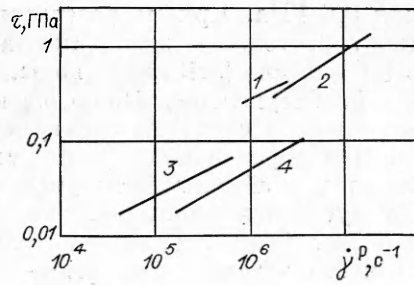
Металл	γ_0	a_0 , км/с	a_1	c_{L0} , км/с	v_s , км/с	b , нм	B , Па·с	τ_0 , ГПа
Al	2,14	5,333	1,356	6,52	3,26	0,286	5,7	0,324
Be	1,16	7,993	1,132	13,13	9,03	0,228	2,0	0,396

Т а б л и ц а 2

$u_2 - u_1$, км/с	$p_2 - p_1$	$\pi_{1/2}$	$\mu_{1/2}$	Δ_t , нс	$(t_p)_{1/2}$, нс	$\eta_{1/2}$, Па·с	$(\dot{\gamma}^p)_{1/2}$, 1/с	$N_m \cdot 10^{-8}$, 1/см ²
	ГПа							
Al								
0,111	1,65	0,023	32	250	6,6	420	$4 \cdot 10^4$	19
0,213	3,25	0,087	34	31	1,5	100	$6 \cdot 10^5$	25
0,51	8,35	0,49	42	6	0,6	50	$6,6 \cdot 10^5$	40
Be								
0,333	5,11	0,12	160	30	0,41	130	$1,6 \cdot 10^6$	3,8
0,61	9,84	0,89	174	22	0,53	185	$4,6 \cdot 10^6$	4,5
0,92	15,43	0,89	184	11	0,39	150	$7 \cdot 10^6$	5,5
1,37	24,27	1,98	200	4	0,18	70	$2 \cdot 10^7$	7

Дислокационные модели и ОУ находятся по данным табл. 2 и экспериментальным профилям пластических волн. Для алюминия оптимальное описание всего эксперимента достигнуто при подстановке в (2.7) уравнения (2.13) для дислокационной скорости и для плотности дислокаций соотношения

$$(4.3) \quad N_m(\text{Al}) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2} = 10^{-2} + 410 (W^p/a_0^2)^{0,3}.$$



Р и с. 5

Для бериллия оптимальные уравнения (2.14) и

$$(4.4) \quad N_m(\text{Be}) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2} = 10^{-2} + 43,5 (W^p/a_0^2)^{0,3}.$$

Расчитанные по уравнениям (2.13), (4.3), (2.11), (4.4) с использованием параметров табл. 2 «дислокационные» профили (показаны точками соответственно на рис. 3 и 4) удовлетворительно согласуются с экспериментальными кривыми. Наносекундные времена релаксации и малые вязкости обусловлены большой плотностью подвижных дислокаций, образовавшихся в процессе ударного сжатия. Для металла за фронтом УВ значения N_m вычислены по уравнениям (4.3) и (4.4).

Для алюминия всюду $N_m > 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Для бериллия N_m больше $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. На основании полученных ОУ скорости пластической деформации за фронтом УВ связаны с вязкими напряжениями соотношениями

$$(4.5) \quad \dot{\gamma}^p(\text{Al}) = N_m b^2 v_s z^2 (1 + z^2)^{-1};$$

$$(4.6) \quad \dot{\gamma}^p(\text{Be}) = N_m b^2 v_s [(1 + z^2)^{1/2} - 1] z^{-1}.$$

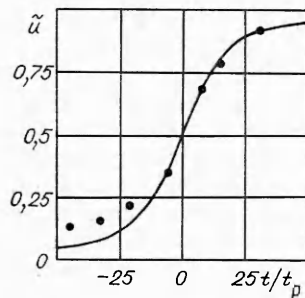
Численно при N_m (см. табл. 2) и $z \leq 0,5$

$$(4.7) \quad \dot{\gamma}^p(\text{Al}) = \frac{4N_m b^2}{v_s} \left(\frac{v}{B}\right)^2 \geq 1,8 \cdot 10^8 \tau_v;$$

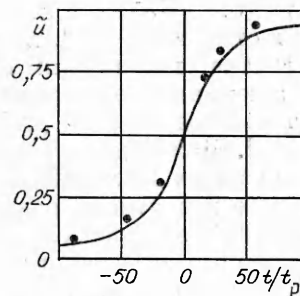
$$(4.8) \quad \dot{\gamma}^p(\text{Be}) = \frac{N_m b^2}{B} \tau_v \geq 10^7 \tau_v.$$

В волнах разгрузки и повторного сжатия при скорости деформации $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ вязкие компоненты касательных напряжений в бериллии и алюминии, оцененные по (4.7), (4.8), не превышают 0,1 ГПа.

Реологические параметры УВ разной амплитуды относятся к различным структурным состояниям металла. Объединение их [14] в универсальных зависимостях вида $\dot{\gamma}^p = A' \tau_v^2$ не имеет строгих обоснований, тем не менее заложенных в уравнениях (3.13) экспериментальные данные, относящиеся к средним уровням ударных давлений, по определению обеспечивают правильное описание крутизны фронтов и в известной мере конфигурации профилей. В качестве иллюстрации на рис. 6 изображены безразмерные $\tilde{u}(t)$ -профили УВ в алюминии для 2,1 ГПа и на рис. 7 в бериллии



Р и с. 6



Р и с. 7

для 0,6 ГПа. Кривые рассчитаны по формуле (3.17) и значениям $(t_p)_{1/2}$ табл. 2; точки — экспериментальные данные [11, 12]. Предложенная в [14] модель (3.13) заметно занижает скорости релаксации.

5. Обсуждение. Полученные уравнения определяют сопротивление алюминия и бериллия сдвигу в широких диапазонах скоростей деформации и для различных уровней их дефектной структуры, т. е. при существенно разной плотности дислокаций. Для дислокационной структуры, образующейся в металле, сжатом ударными давлениями в несколько гигапаскалей и более, высокая плотность дислокаций существенно снижает вязкость металла и значение вязких компонент касательных напряжений — до малых долей гигапаскалей при скорости сдвиговой деформации $\sim 10^6$ с⁻¹.

Это заключение основано на поведении металлов при воздействии высоких касательных напряжений фронта УВ. Из-за изменения числа подвижных дислокаций применимость построенных ОУ к последующим процессам деформирования в волнах разгрузки и повторного нагружения неочевидна [13]. Роль вязкости и релаксации для насыщенной дислокациями ударно-сжатого металла независимо выясняется при воздействии волновых импульсов разного временного масштаба, создающих при геометрическом подобии различную скорость деформирования. К такому классу экспериментов относятся широко известные исследования по методу гофрированного фронта [35, 36], где вязкости $\sim 10^4$ Па·с найдены по нарушению подобия в затухании возмущений разной длины волны. Последние исследования [37] вязкости воды показали, однако, что в процессе затухания возмущений играют роль ударные взаимодействия намного сложнее, чем простая вязкая диссипация.

В более прямых опытах влияние скорости нагружения на сопротивление алюминия оказалось незначительным при ударных давлениях 2 ГПа [38] и не проявилось при 15 ГПа [39]. В [40] интерпретировались опыты [13] по отражению УВ от свободной поверхности. Было обращено внимание на различную скорость разгрузки разных слоев металла, уменьшающуюся с их расстоянием от свободной поверхности. Как показали вычисления, первоначальная минимальная скорость движения поверхности возрастает по мере прихода сигналов от более глубоких слоев. Период нестационарного движения преграды примерно равен времени релаксации и по экспериментальным данным [13] не превышает нескольких наносекунд. В своей совокупности эксперименты подтверждают сделанные выше оценки вязкого сопротивления при высоких скоростях деформации.

В настоящем исследовании критические девиаторы S^* фронта волны принимались постоянными и равными девиаторам упругих предвестников $S^* = S_1 = \frac{2}{3} \frac{1-\sigma}{1-\sigma} p_1$ (σ — коэффициент Пуассона). Наиболее прямой метод для определения тензора напряжений за фронтом УВ и проверки сделанного допущения заключается в одновременном измерении двух главных напряжений — нормальных и параллельных фронту волны. Первые регистрации такого рода осуществлены [41] в стальных образцах на двух взаимно перпендикулярных электростатических датчиках. В пределах 9 ГПа зафиксировано постоянное значение $Y = 0,56$ ГПа. Близкие результаты (0,5 ГПа) дали аналогичные измерения [42] на манганиновых датчиках в отличие от [43], где по той же методике завышенные Y отвечали нереалистичным кривым объемного сжатия.

Для алюминия и бериллия девиаторы за фронтом УВ определены по методу p — v -траекторий [44] и эквивалентному «самосогласованному методу» [45]. Малые девиаторы, близкие к S_1 , зарегистрированы у алюминия до ударных давлений 22 ГПа и у бериллия [46] до 35 ГПа.

Наиболее вероятная причина образования таких квазигидростатических состояний за фронтом — кратковременное разупрочнение металла из-за локального выделения тепла по плоскостям скольжения. По оценкам [47], время выравнивания температур и восстановления прочности у алюминия составляет $\sim 10^{-8}$ с. Формально эти процессы описываются

[40] «остыванием» зарождающихся «горячих» дислокаций N_r , число которых изменяется со скоростью $\dot{N}_r = \dot{N}_m - N_r/T_p$. За характерное время тепловой релаксации T_p критическое напряжение τ^* эволюционирует от первоначального значения τ_1^* до равновесного τ_2^* по зависимости вида

$$\tau^* = \tau_1^* + 2(\tau_2^* - \tau_1^*) \left[1 + \exp \frac{N_r}{N_m - N_r} \right]^{-1}.$$

Для алюминия равновесный предел текучести $Y_2 = 2\tau_2^*$ в функции от давления по данным разных исследователей приведен в [41]. Увеличение Y_2 начинается при ударном давлении 8 ГПа и при амплитуде УВ 23 ГПа достигает 1,3 ГПа. У бериллия [46] при 35 ГПа $Y = 2,5$ ГПа.

Как показывает сопоставление этих значений с величиной вязких компонентов, модель металла, релаксационная по своей природе в квазистатике и при малых амплитудах УВ, по мере возрастания числа подвижных дислокаций «вырождается» в модель упрочняющейся упругопластической среды, главная характеристика которой — эффективный предел текучести.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фокин В. М., Хакимов Э. М. Численное моделирование волн сжатия и разрежения в металлах // ПМТФ.— 1979.— № 5.
2. Мерзиевский Л. А., Реснянский А. Д. О выборе модели для описания затухания ударных волн в металлах // ФГВ.— 1983.— № 1.
3. Steinberg D. J., Cochran S. G., Guinan H. W. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate // J. Appl. Phys.— 1980.— V. 51, N 3.
4. Годунов С. К. Элементы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1978.
5. Канель Г. И. Модель кинетики пластической деформации металлов в условиях ударно-волнового нагружения // ПМТФ.— 1982.— № 2.
6. Симонов И. В., Чекин Б. С. Высокоскоростное соударение железных пластин // ФГВ.— 1975.— № 2.
7. Альтшулер Л. В., Чекин Б. С. Релаксационные параметры металлов за фронтом ударных волн // Детонация.— Черноголовка, 1978.
8. Carran D. R. Nonhydrodynamic attenuation of shock waves in aluminum // J. Appl. Phys.— 1963.— V. 34, N 9.
9. Ercman J. O., Christensen A. B. Attenuation of shock waves in aluminum // J. Appl. Phys.— 1967.— V. 38, N 13.
10. Альтшулер Л. В., Бражник М. И., Телегин Г. С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия // ПМТФ.— 1974.— № 6.
11. Johnson J. N., Barker L. M. Dislocation dynamics and steady plastic wave profiles in 6061-T6 aluminum // J. Appl. Phys.— 1969.— V. 40, N 11.
12. Asay J. R., Chhabildas L. C., Wise J. L. Strain effects in beryllium under shock compression // Shock waves in condensed matter — 1981/Ed. H. C. Wolfe. — N. Y.: Amer. Inst. Phys., 1982.
13. Chhabildas L. C., Asay J. R. Rise-time measurements of shock transition in aluminum, copper and steel // J. Appl. Phys.— 1979.— V. 50, N 4.
14. Swegle J. W., Grady D. E. Shock viscosity and the prediction of shock wave rise times // J. Appl. Phys.— 1985.— V. 52, N 2.
15. Malvern L. E. Plastic wave propagation in bar of material exhibiting a strain rate effect // Quart. Appl. Math.— 1951.— V. 8, N 4.
16. Read H. E. A microdynamical approach to constitutive modeling of shock induced deformation // Metallurgical effects at high strain rates.— N. Y.; L.: Plenum Press, 1973.
17. Gillis P. P., Gilman J. J., Taylor J. W. Stress dependences of dislocation velocities // Phil. Mag.— 1969.— V. 20.— P. 279.
18. Taylor J. W. Dislocation dynamics and dynamic yielding // J. Appl. Phys.— 1965.— V. 36, N 10.
19. Gupta Y. M. Dislocation mechanisms for stress relaxation in shocked LiF // J. Appl. Phys.— 1975.— V. 46, N 2.
20. Asay J. R., Hicks D. L., Holdridge D. B. Comparison of experimental and calculated elastic-plastic wave profiles in LiF // J. Appl. Phys.— 1975.— V. 46, N 10.
21. Макаров П. В., Платова Т. М., Скриняк В. А. О пластическом деформировании и микроструктурных превращениях металлов в ударных волнах // ФГВ.— 1983.— № 5.
22. Альтшулер Л. В., Баканова А. А. и др. Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности // ПМТФ.— 1981.— № 2.
23. Дынин Е. А. Вопросы распространения импульсов сжатия в конденсированных средах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— М.: ВНИИОФИ, 1978.

24. Зельдович Я. Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику.— М.: Изд-во АН СССР, 1946.
25. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруго-вязкой среде с нелинейной зависимостью максвелловской вязкости от параметров вещества // ПМТФ.— 1974.— № 5.
26. Гулидов А. И., Фомин В. М., Яненко Н. Н. Структура волн сжатия в неупругих средах // Изв. АН СССР. МТТ.— 1975.— № 5.
27. Григорьев В. Г., Немиров А. С., Сироткин В. К. Структура ударных волн в упругопластических релаксирующих средах // ПМТФ.— 1979.— № 1.
28. Kelly J. M., Gillis P. P. An ideally viscoplastic analysis of shock profiles // Acta Mechanica.— 1977.— V. 26.— P. 47.
29. Козин Н. С., Кузьмина Н. К. Ударные адиабаты и структура ударных волн в железе.— Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1975.
30. Дынин Е. А. Аналитическое исследование профиля стационарных волн сжатия в средах с дислокационным механизмом пластической релаксации // Изв. АН СССР. МТТ.— 1981.— № 2.
31. Yaziv D., Rosenberg Z., Parton Y. Variation of the elastic constants of 2024 — T351 Al under dynamic pressures // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 1.
32. Arvidson T. E., Gupta Y. M., Duval G. E. Precursor decay in 1060 aluminum // J. Appl. Phys.— 1975.— V. 46, N 10.
33. Wise J. L., Chhabildas L. C., Asay J. R. Shock compression of beryllium // Shock waves in condensed matter — 1981/Ed. H. C. Wolfe.— N. Y.: Amer. Inst. Phys., 1982.
34. Chhabildas L. C., Wise J. L., Asay J. R. Reshock and release behaviour of beryllium // Shock waves in condensed matter — 1981/Ed. H. C. Wolfe.— N. Y.: Amer. Inst. Phys., 1982.
35. Сахаров А. Д., Зайдель Р. М., Минеев В. Н., Олейник А. Г. Экспериментальное исследование устойчивости ударных волн и механических свойств вещества при высоких давлениях и температурах // ДАН СССР.— 1964.— Т. 159, № 5.
36. Минеев В. Н., Зайдель Р. М. Вязкость воды и ртути при ударном нагружении // ЖЭТФ.— 1968.— Т. 54, вып. 6.
37. Ким Г. Х. Измерение вязкости ударно-сжатой воды // ПМТФ.— 1984.— № 5.
38. Lipkin J., Asay J. R. Reshock and release of shock-compressed 6061—T6 aluminum // J. Appl. Phys.— 1977.— V. 47, N 1.
39. Канель Г. И., Дремин А. Н., Черникова О. Б. Сопротивление пластической деформации алюминия АД-1 и дюралюминия Д-16 в условиях ударного сжатия // ПМТФ.— 1981.— № 4.
40. Альтшулер Л. В., Чекин Б. С. Реология волновой деформации материалов // ФГВ.— 1983.— № 5.
41. Степанов Г. В., Астанин В. В. Определение сопротивления материала сдвигу за фронтом плоской ударной волны // Пробл. прочности.— 1976.— № 4.
42. Chartagnac P. F. Determination of mean and deviatoric stresses in shock loaded solids // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 2.
43. Новиков С. А. Напряжения сдвига и откольная прочность материалов при ударных нагрузках // ПМТФ.— 1981.— № 3.
44. Дремин А. Н., Канель Г. И. Волны разрежения в ударно-сжатых металлах // ПМТФ.— 1976.— № 2.
45. Asay J. R., Chhabildas L. C. Determination of the shear strength of shock compressed 6061—T6 aluminum // Shock waves and high-strain-rate phenomena in metals/Ed. A. Meyers and L. E. Murr.— N. Y.: Plenum Press, 1981.
46. Moss W. C. The effect of material strength on determining pressures «on» and «off» the Hugoniot // J. Appl. Phys.— 1984.— V. 55, N 1.
47. Grady D. E., Asay J. R. Calculation of thermal trapping in shock deformation of aluminum // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 11.

Поступила 30/VII 1986 г.

УДК 624.131 + 532.529

ПЛОСКИЕ ВОЛНЫ В НЕЛИНЕЙНЫХ ВЯЗКИХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ

В. В. Нефедов

(Москва)

Один из основных методов изучения волновых процессов в многокомпонентных средах — метод, предложенный в [1], в соответствии с которым многокомпонентная среда рассматривалась как однородная сплошная среда с уравнением сжимаемости, учитывающим сжимаемость и содержание компонентов, которые находятся в равновесном состоянии. В [2] модель [1] усовершенствована введением нелинейных диаграмм динамического и статического сжатия многокомпонентной среды, что позволяет ввести объемную вязкость, там же приведены и исследованы основные результаты, полученные при решении задач о распространении волн в средах с постоянной и пере-